

永 磁 导 向 磁 铁

徐建铭 石才土 刘茂三 许克静
(中国科学院高能物理研究所) (齐齐哈尔轻工业学院)

摘 要

给出了两种类型永磁导向磁铁的标量磁位解析表达式。同相应场强的导向线圈作了比较。

束流导向装置(或称束流驾驶装置)对于带电粒子加速器及电子光学系统都是不可缺少的。

目前采用的导向装置一般有两种类型:一是电磁型,称导向磁铁,二是纯线圈型叫导向线圈。这两种导向装置,一般都由两对磁铁或线圈组成。两对之间相隔一段漂移空间。每对中,有一个产生 x 方向,另一个产生 y 方向二极磁场。磁场方向成 90° 夹角。调节励磁电流,与调节在 x 或 y 方向的导向量。也有的只用两块磁铁或线圈,磁铁或线圈可绕束流轴线旋转。调节电流的大小及旋转的角度便能调节 x 、 y 两个方向上的导向量。它们的弱点是,导向磁铁和导向线圈的体积一般都比较大大,很笨重。还需要励磁电源及其控制系统。设备复杂,消耗能源,增加运行费用。

为了克服这些缺点,我们建议采用永磁材料制作永磁导向磁铁。因为近年来,稀土——钴高性能永磁材料在磁能积、矫顽力等物理特性方面取得了很大突破。尤其最近钕-铁的出现给上述建议提供了现实可能的物质基础。不仅如此,就廉价的高档锶铁氧体的性能最近也取得了很大提高。这些都对研制永磁导向磁铁及降低成本创造有利条件。

本文着重介绍两种结构。一种用于束流运输系统的大孔径简易混合型导向磁铁。它主要用于远离其它磁性元件的区段。另一种是小孔径的渐变磁化永磁导向磁铁。它对原有磁场不起屏蔽或干扰作用(因选用的磁性材料 $\mu \approx 1$)。因此它可同时用在近场区域。

一、简易混合型结构

简易混合型永磁导向磁铁(如图1所示)由内外两圈环状永磁二极场及软铁外壳组成。后者的作用是构成磁通回路降低磁阻减少漏磁加大工作场强,同时作为第二圈永磁体的外箍环。它们相对内圈永磁环可任意旋转。

理论计算表明,对大孔径弱磁场的导向磁体采用这种混合型结构比其它类型结构优

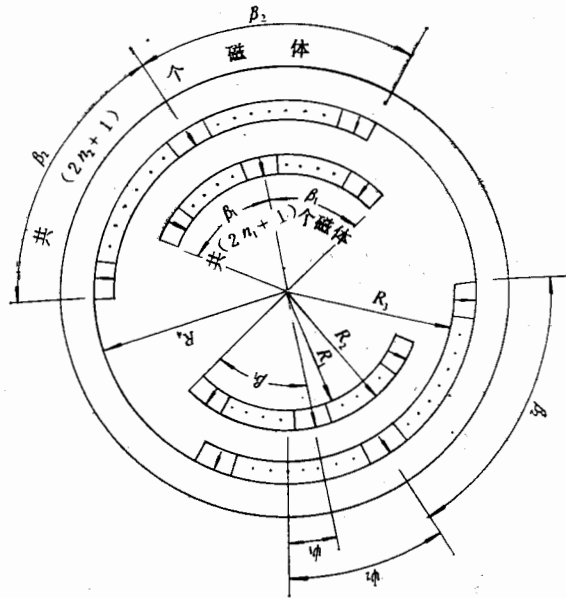


图 1

越。因为此时外箍环软铁的贡献即所谓“镜象”效应格外显著。

如图 1 所示，假设每块磁体均沿径向均匀磁化。图 1 中箭头表示它们各自的磁化方向。这个条件是不难实现的，因为对于多数钕-钴、钕-铁以及高档锶铁氧体等常用材料，其退磁曲线几乎是一条直线且同坐标轴成 45° 角。因此磁体内部任一点的磁化强度 M 和磁密 B 磁强 H 之间始终存在着： $4\pi M = B - H = B_r = \text{常数}$ 。又因这类材料都是强烈各向异性的，所以可认为 M 的方向就是易磁化方向。故这类材料很容易实现均匀磁化。这便给计算带来很大方便。

同我们前期工作类似，如图 1 所示那种二维均匀磁化系统的场形利用均匀磁化法不难求得。例如对内圈环状二极场，在内部区域任一点的标量磁位根据文献[1]可写成

$$\begin{aligned} \phi_1(r, \theta) = M \sum_{l=-n_1}^{n_1} \int_{R_1}^{R_2} \left\{ \int_{r_1}^{r_2} \left[\cos \left(\theta' - l \frac{\beta_1}{n_1} \right) \cdot f_1 - \sin \left(\theta' - l \frac{\beta_1}{n_1} \right) \cdot f_2 \right] d\theta' \right. \\ \left. - \int_{\pi+r_1}^{\pi+r_2} \left[\cos \left(\theta' - \pi - l \frac{\beta_1}{n_1} \right) \cdot f_1 \right. \right. \\ \left. \left. - \sin \left(\theta' - \pi - l \frac{\beta_1}{n_1} \right) \cdot f_2 \right] d\theta' \right\} dr' \end{aligned} \quad (1.1)$$

式中 $2n_1 + 1$ 表示图 1 内圈每极小磁体的总个数，

$$\begin{aligned} f_1 = r' \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial r'} \left(\frac{1}{\rho} \right) dz' = -2 \frac{r'^2 - rr' \cos(\theta - \theta')}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta')} \\ f_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial \theta'} \left(\frac{1}{\rho} \right) dz' = 2 \frac{rr' \cos(\theta - \theta')}{r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta')} \\ \rho = \sqrt{r^2 + r'^2 + z'^2 - 2rr' \cos(\theta - \theta')} \end{aligned} \quad (1.2)$$

缺

导

空

角。

圈

量。

其

稀

近

氧

条

对

区

组

磁

优

$$r_1 = \phi_1 + \frac{\beta_1}{2n_1} (2l - 1), \quad r_2 = \phi_1 + \frac{\beta_1}{2n_1} (2l + 1) \quad (1.3)$$

不难看出,式(1.2)的 f_1, f_2 均为以 2π 为周期的解析函数,故可将它们作富里叶展开. 在 $r < r'$ 的中心区域其富氏函数展开形式可写成^[2]

$$\begin{aligned} f_1 &= -2 - 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^m \cos m(\theta - \theta') \\ f_2 &= 2 \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{r}{r'}\right)^m \sin m(\theta - \theta') \end{aligned} \quad (1.4)$$

将式(1.4)代入(1.2)并经简单运算处理得

$$\begin{aligned} \phi_1(r, \theta) &= -4M \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\sin(m+1) \frac{\beta_1}{2n_1}}{m+1} \sum_{l=-n_1}^{n_1} \left\{ \cos m \left(\theta - \phi_1 - l \frac{\beta_1}{n_1} \right) \right. \\ &\quad \left. - \cos m \left(\theta - \phi_1 - \pi - l \frac{\beta_1}{n_1} \right) \right\} \int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{r}{r'}\right)^m dr' \end{aligned} \quad (1.5)$$

对 l 求和以及对 r' 积分,便可得到内圈环状二极场标量磁位的最后表达式

$$\begin{aligned} \phi_1(r, \theta) &= -8M \cos \frac{\beta_1}{2n_1} \sin \left(1 + \frac{1}{2n_1} \right) \beta_1 \ln \frac{R_2}{R_1} \cos(\theta - \phi_1) \\ &\quad - 8M \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\sin(m+1) \frac{\beta_1}{2n_1}}{m^2 - 1} \cdot \frac{\sin m \left(1 + \frac{1}{2n_1} \right) \beta_1}{\sin m\beta_1/2n_1} \\ &\quad \times \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{m-1} \right] r \left(\frac{r}{R_1}\right)^{m-1} \cos m(\theta - \phi_1) \end{aligned} \quad (1.6)$$

同理,可写出外圈环状二极场标量磁位在内部区域任一点的表达式

$$\begin{aligned} \phi_2(r, \theta) &= -8M \cos \frac{\beta_2}{2n_2} \sin \left(1 + \frac{1}{2n_2} \right) \beta_2 \ln \frac{R_4}{R_3} \cos(\theta - \phi_2) \\ &\quad - 8M \sum_{j=1}^{\infty} \frac{\sin(m+1) \frac{\beta_2}{2n_2}}{m^2 - 1} \cdot \frac{\sin m \left(1 + \frac{1}{2n_2} \right) \beta_2}{\sin \beta_2/2n_2} \\ &\quad \times \left[1 - \left(\frac{R_3}{R_4}\right)^{m-1} \right] r \left(\frac{r}{R_3}\right)^{m-1} \cos m(\theta - \phi_2) \end{aligned} \quad (1.7)$$

前已述及由于增设软铁导磁回路,在中心区域的工作磁场得到加强.关于软铁箍环对场强增加的贡献可利用镜像方法加以处理,即这种贡献可用软铁界面 R_4 对内外圈两个二极场影射成的“镜像”产生的磁场来等效.

根据文献[3],该镜像场磁位可分别写成

$$\begin{aligned} \phi_1'(r, \theta) &= -8M \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\sin(m+1) \frac{\beta_1}{2n_1}}{(m+1)^2} \cdot \frac{\sin m \left(1 + \frac{1}{2n_1} \right) \beta_1}{\sin m\beta_1/2n_1} \\ &\quad \times R_2 \left(\frac{R_2}{R_4}\right)^m \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2}\right)^{m+1} \right] \left(\frac{r}{R_4}\right)^m \cos m(\theta - \phi_1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \phi'_2(r, \theta) = & -8M \sum_{j=0}^{\infty} \frac{\sin(m+1) \frac{\beta_2}{2n_2}}{(m+1)^2} \cdot \frac{\sin m \left(1 + \frac{1}{2n_2}\right) \beta_2}{\sin \beta_2 / 2n_2} \\ & \times R_4 \left[1 - \left(\frac{R_3}{R_4}\right)^{m+1}\right] \left(\frac{r}{R_4}\right)^m \cos m(\theta - \phi_2) \end{aligned} \quad (1.8)$$

式中

$$m = 2j + 1 \quad (1.9)$$

R_1, R_2 为图 1 内圈永磁体内外半径, $2\beta_1$ 是它的张角, ϕ_1 是它的起始相位角。

$R_3, R_4, 2\beta_2$ 及 ϕ_2 分别表示外圈磁体的内外径, 张角和起始相角。

明显可见, 上述简易混合型永磁导向磁铁在中心区任一点产生的总磁位是 (1.6) — (1.8) 四式迭加。

还可看出, 它们除工作场(基波)外还存在 3, 5, 7, ... 等其它高次谐波。它们愈大, 表示工作场的均匀性愈差。由于粒子只一次通过导向磁场, 导向磁场的均匀性要求比较低(一般 10^{-2} 左右), 所以采用上述简易混合型二极磁体, 没有采用沿方位角调变磁块厚度的方案^[4]。但可选择磁体总分布角度 β_1, β_2 , 使得 $m=3$ 的分量完全消除。由上式不难看出所要求的 β_1, β_2 角度为:

$$\beta_1 = \frac{2n_1\pi}{3(2n_1+1)}, \quad \beta_2 = \frac{2n_2\pi}{3(2n_2+1)} \quad (1.10)$$

此时其总的基波合成, 磁位为

$$\phi(r, \theta) = -Ar \cos(\theta - \phi) \quad (1.11)$$

式中

$$\begin{aligned} A &= \sqrt{A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos(\phi_1 - \phi_2)} \\ \phi &= \text{tg}^{-1} \frac{A_1 \sin \phi_1 + A_2 \sin \phi_2}{A_1 \cos \phi_1 + A_2 \cos \phi_2} \end{aligned} \quad (1.12)$$

$$A_1 = 8M \sin \frac{\pi}{3} \cos \frac{\pi}{3(2n_1+1)} \left[\ln \frac{R_2}{R_1} + \frac{1}{2R_1^2} (R_2^2 - R_1^2) \right]$$

$$A_2 = 8M \sin \frac{\pi}{3} \cos \frac{\pi}{3(2n_2+1)} \left[\ln \frac{R_4}{R_3} + \frac{1}{2R_3^2} (R_4^2 - R_3^2) \right]$$

此时工作场的非均匀度可近似由第五次谐波来表征。根据式 (1.6) — (1.8), 它可写成

$$\Delta\phi(r, \theta) = B \left(\frac{r}{R_1}\right)^5 \cos 5(\theta - \tau) \quad (1.13)$$

这里

$$\begin{aligned} B &= \sqrt{B_1^2 + B_2^2 + 2B_1B_2 \cos 5(\phi_1 - \phi_2)} \\ \tau &= \frac{1}{5} \text{tg}^{-1} \frac{B_1 \sin 5\phi_1 + B_2 \sin 5\phi_2}{B_1 \cos 5\phi_1 + B_2 \cos 5\phi_2} \end{aligned} \quad (1.14)$$

$$B_1 = \frac{1}{3} M \sin \frac{\pi}{3} \frac{\sin \frac{2\pi}{2n_1 + 1}}{\sin \frac{5\pi}{3(2n_1 + 1)}} \times \left\{ R_1 \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^4 \right] + \frac{2}{3} R_2 \left(\frac{R_1 R_2}{R_4^2} \right)^5 \left[1 - \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^6 \right] \right\}$$

$$B_2 = \frac{1}{3} M \sin \frac{\pi}{3} \frac{\sin \frac{2\pi}{2n_2 + 1}}{\sin \frac{5\pi}{3(2n_2 + 1)}} \times \left\{ R_3 \left(\frac{R_1}{R_3} \right)^5 \left[1 - \left(\frac{R_3}{R_4} \right)^4 \right] + \frac{2}{3} R_4 \left(\frac{R_1}{R_4} \right)^5 \left[1 - \left(\frac{R_3}{R_4} \right)^6 \right] \right\}$$

举例: (与高能所 10 MeV 质子直线加速器用导向线圈比较)

$$\begin{aligned} R_1 &= 42\text{mm}, & R_2 &= 44\text{mm} \\ R_3 &= 51.95\text{mm} & R_4 &= 54\text{mm} \\ n_1 &= n_2 = 10 & 4\pi M &= 3450 \text{ (锶铁氧体 HY25)} \end{aligned}$$

根据 (1.12) 式算得

$$A_1 = A_2 = 144\text{Oe}$$

可见它的工作场强可从零连续调到 $2A_1 = 288\text{Oe}$

在这个示例中即使导向磁铁长度取 300 mm, 永磁体的总量也不超过 2 公斤(价格不到 400 元)。估计总造价不会超过人民币 2000 元(包括传动机构和马达)。且外径至多不过 120 mm。

与此相比,我们来看目前在“八七”工程 10 MeV 质子直线加速器输运线上已经实际采用的导向线圈。它的最大工作场强 250Oe, 其外径为 25 cm, 总重量约 25 公斤, 总造价(包括电源)在 6 千元以上^[9]。

显然,永磁导向磁铁具有较大优越性。当然,它另需要专门的机械转动机构来进行场调节,这比纯线圈导向装置需多些部件,但工艺上是可解决的。这部分工作将有另文介绍。

二、渐变磁化型永磁导向磁铁

简易混合型永磁导向磁铁由于外壳是铁的,所以它只能单独用在远离其它磁性元件的个别区段内,否则将对其它场形产生有害的畸变。这是它的缺点。

渐变磁化导向磁铁可以克服上述不足,因为它已去掉任何铁磁物。最简单的一种示于图 2 中^D。内外两圈均由 8 块矩形磁体组成。设每块磁体都按箭头所示方向均匀磁化。

1) 采用矩形磁体对工程方便,也容易实现。当然可用梯形磁体将环周充满,但必须特别加工,一般工程不便采用。

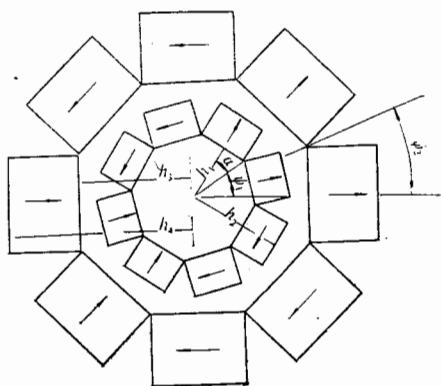


图 2

同前节类似, 不难给出它的磁位积分表达式。如对内圈右起第一块磁体, 它在环内产生的标量磁位可写成

$$\begin{aligned} \varphi(r, \theta) = M & \left\{ \int_{\eta_1}^{\eta_2} \int_{\frac{\pi}{8}-\alpha+\psi_1}^{\frac{\pi}{8}+\alpha+\psi_1} \left[\cos\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right) \cdot f_1 - \sin\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right) \cdot f_2 \right] dr' d\theta' \right. \\ & - \int_{\zeta_1}^{\eta_2} \int_{\frac{\pi}{8}-\alpha+\psi_1}^{\frac{\pi}{8}-\text{tg}^{-1}\frac{a}{m}+\psi_1} \left[\cos\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right) \cdot f_1 - \sin\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right) f_2 \right] dr' d\theta' \\ & \left. - \int_{-\zeta_1}^{\eta_2} \int_{\frac{\pi}{8}+\text{tg}^{-1}\frac{a}{h_2}+\psi_1}^{\frac{\pi}{8}+\alpha+\psi_1} \left[\cos\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right) f_1 - \sin\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right) f_2 \right] dr' d\theta' \right\} \end{aligned}$$

式中 $\psi_1, \psi_2, h_1, h_2, h_3, h_4$ 及 α 等参量见图 2 所示

而

$$a = h_1 \text{tg} \alpha \quad (2.1)$$

$$\eta_1 = h_1 / \cos\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right), \quad \eta_2 = h_2 / \cos\left(\theta' - \frac{\pi}{8}\right), \quad \zeta_1 = a / \sin\left(\frac{\pi}{8} - \theta'\right)$$

其它各磁体在同一观测点产生的磁位都不难一一写出然后迭加并利用如前类似的方法以及下列积分公式

$$\begin{aligned} \int \cos(m+1)\theta' \cos^{m-1}\theta' d\theta' &= \frac{1}{m} \sin m\theta' \cos^m\theta' \\ \int \cos(m+1)\theta' \sin^{m-1}\theta' d\theta' &= \frac{1}{m} \cos m\theta' \sin^m\theta' \end{aligned} \quad (2.2)$$

便可得到图 2 示渐变型永磁导向磁铁在中心区域合成的总磁位基波表达式

$$\phi(r, \theta) = -Ar \cos(\theta - \phi) \quad (2.3)$$

此处 A, ϕ 仍由式 (1.12) 表示

$$\begin{aligned} A_1 &= 32M \cos \frac{\pi}{8} \left[\alpha - \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_1}{h_2} \text{tg} \alpha \right) \right] \\ A_2 &= 32M \cos \frac{\pi}{8} \left[\alpha - \text{tg}^{-1} \left(\frac{h_3}{h_4} \text{tg} \alpha \right) \right] \end{aligned} \quad (2.4)$$

举例: (与上医核所 10 MeV 电子直线加速器所用导向线圈比较)

$$\begin{aligned} h_1 &= 15\text{mm}, & h_2 &= 25\text{mm} \\ h_3 &= 30\text{mm}, & h_4 &= 50\text{mm} \end{aligned}$$

$$4\pi M = 3450\text{Oe}, \quad \alpha = \frac{\pi}{8}$$

利用 (2.4) 式算得

$$A_1 = A_2 = 1210\text{Oe}$$

合成的工作场强可由零平滑调到 2420 奥斯特。

我们已设计加工的和它相同尺寸的导向线圈, 其场强还不到 200 奥斯特。可见上述永磁导向磁铁比它的场强高 10 倍以上。这个导向线圈将用在我们给上海医用核子研究所建造的 10 MeV 电子直线加速器的入口处。

综上所述可以看到, 永磁导向磁铁维护简便, 节约能源, 节省运行费用, 它的重量和体积也可以做得轻小。可以预见, 随着结构设计和传动技术的不断改进, 永磁导向磁铁在加速器, 电子光学系统以及“电子工厂”中的应用会日受重视。

参 考 文 献

- [1] 刘茂三等, 高能物理与核物理, 5(1981), 623
- [2] И. С. Градштейн и др. “Лаб. инт. сумм, рядов и произ.” 1971.
- [3] 刘茂三等, “多体环状永磁系统的镜像分析”全国电工学会年会论文集 (1984).
- [4] 徐建铭等, 《原子能科学技术》20(1986), 6.
- [5] 石才土, 苏以蕴等“导向线圈的设计制造及测量”(内部报告), 1984.

PERMANENT STEERING MAGNET

XU JIAN-MING SHI CAI-TU LIU MAO-SAN

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica*)

XU KE-JING

(*Qiqihar Institute of Light Industry*)

ABSTRACT

Analytical expressions of two kinds of permanent magnetic steering magnets are derived. Comparisons with conventional steering magnet are given.